



TITLE:

# 複雑な3次元波動場のP, SV及びSH波への地表面地震動を用いた分離

AUTHOR(S):

上林, 宏敏

---

CITATION:

上林, 宏敏. 複雑な3次元波動場のP, SV及びSH波への地表面地震動を用いた分離. 日本建築学会構造系論文集 2019, 84(758): 513-521

ISSUE DATE:

2019-04

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/243237>

RIGHT:

© 2019 日本建築学会/Architectural Institute of Japan; 発行元の許可を得て登録しています.; The full-text file will be made open to the public on 01 April 2020 in accordance with publisher's 'Terms and Conditions for Self-Archiving'. 許諾条件により本文は2020-04-01に公開

【カテゴリー I】

日本建築学会構造系論文集 第84巻 第758号, 513-521, 2019年4月  
J. Struct. Constr. Eng., AIJ, Vol. 84 No. 758, 513-521, Apr., 2019  
DOI http://doi.org/10.3130/aajs.84.513

# 複雑な 3 次元波動場の P, SV 及び SH 波への地表面地震動を用いた分離

数値実験に基づく時間－空間領域における手法の評価

## DECOMPOSITION OF SURFACE SEISMOGRAMS IN THE COMPLEX FULL-WAVEFIELD INTO P-, SV- AND SH-WAVES

Evaluation of the method in time-space domain based on numerical experiment

上 林 宏 敏<sup>\*1</sup>

*Hirotsoshi UEBAYASHI*

We have shown a procedure for separating, in the spatial domain, synthesized waves in complex wavefields into the wave motion components of their P-, SV-, and SH-waves solely from the displacement vectors at the ground surface. We applied this procedure to the synthetic surface seismic motions in a three-dimensional sedimentary-basin model with a dislocation point source and then investigated the accuracy of the finite-difference approximation of the partial derivatives with respect to space using the three-component acceleration waveforms obtained from the potentials by extending the Aki and Lerner method.

**Keywords :** *P-, SV-, SH-wavefields, Wave decomposition, Surface ground motion, Sedimentary basin, Strong motion prediction*

P-SV-SH 波動場, 波の分離, 地表面地震動, 堆積盆地, 強震動予測

### 1. はじめに

近年, 複雑な震源破壊過程と不規則地下速度構造モデルを対象とした強震動予測が時間領域有限差分法(FDM)を用いて(例えば 1)数多く行われている。そういったシミュレーションで得られた波形は, 実観測と同様に時空間的に複雑となる場合が多く, そのため各出力点の波形やその集合体である波動場を P, SV 及び SH 波といった成分への分離に基づいた定量的な評価があまり行われてこなかったように思われる。もし, 合成された波動場を P, SV 及び SH 波の各波動場へ完全な形で分離することができれば, 波群の伝播特性や増幅特性をより詳しく分析することが容易になると考えられる。

これまで, 不規則地下速度構造モデルの地震動の合成に波動ポテンシャル関数を用いた手法が多く提案されてきた(例えば 2)~8)。境界法に属するこれらの手法は, 実際の堆積盆地のような複雑かつ大規模な領域の地震動を耐震工学上, 有意な周期帯域まで計算するためには, 計算の効率性や精度等の問題により, 現在においても困難と考えられる。一方, FDM のフレームワークへの P 波と S 波のポテンシャルの導入が 2 次元 P-SV 場に対して行われている<sup>9)</sup>が, 3 次元全波動場に対しては計算タスクにおいて効率的な速度(あるいは変位)を変数とする手法が一般的に使われている。

人工地震波探査の分野では, 地表面に多数配置した geophone による記録を用いて, P 波と S 波に分離する手法が数多く提案されている<sup>10)~15)</sup>ものの, 数値実験を含め P, SV 及び SH 波場への時空間領域における分離を行った例は殆ど無く, 前述の複雑な 3 次元全波動場を対象とする強震動分野へそれらを展開した事例も無いように

思われる。

本論文において, 先ず 3 次元波動場における 3 成分変位と P, SV 及び SH 波ポテンシャル間の関係式を導出し, 自由地表面の条件を考慮することによって, 地表面での変位ベクトルのみから, 各ポテンシャル波動成分に対応する各変位成分を空間領域において導出する手順を示す。次に, この手法を断層震源による 3 次元堆積盆地モデルの地表面での模擬地震動へ適用し, 各ポテンシャルの 3 成分変位(実際は加速度で評価する)へのそれぞれの寄与とその分離精度を評価する。分離精度を検証するために, 各ポテンシャルによる 3 成分変位の正解値と見なした(ターゲット)波形の計算には, 近地場(near field)を対象とする 3 次元に拡張した Aki and Lerner 法(NF3DALM)<sup>16)</sup>を用いる。なお, NF3DALM も前述の境界法の一つであり, 関東や大阪平野などの大規模な堆積盆地や高角な基盤面傾斜を持つモデルの波動場の算出には, 計算タスクや手法自体の適用制限(Rayleigh ansatz error や wraparound 効果)<sup>17)</sup>の問題があるため, ここでは既往の文献<sup>6), 16)</sup>において計算精度の検証が行われている比較的単純な基盤面形状に基づくモデルを設定する。

強震動予測などを目的とした FDM の計算コードは近年, 普及してきており, 様々なシナリオ地震や地下構造モデルに対する計算データも蓄積されている場合が多い。このとき, 応答の時刻歴データの出力は保存領域をできるだけ少なく, また出力に要するタスクを低減させるため, 3 次元領域ではなく地表面上の全あるいは間引きを行った格子上とする場合が多い。本手法は, このような既に計算されているデータへも適用できる。一方, 地表(あるいは地表近傍)

<sup>\*1</sup> 京都大学複合原子力科学研究所 准教授・博士(工学) Assoc. Prof., Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto Univ., Dr.Eng.

の水平面上に高密度に地震計を配置した観測網も構築され、今後も、より高密度化することが考えられる。このような観測波形データについても適用できる可能性がある。

## 2. 空間領域における P, SV, SH 波動場への分離

### 2.1 波動ポテンシャルに対するポアソン方程式

3 次元全波動場における直交座標系（鉛直方向を  $z$  軸とする）に対する 3 成分変位  $\{u, v, w\}$  と P, SH, SV 波ポテンシャル  $\{\phi, \chi, \psi\}$  の関係式は以下で表される<sup>18)</sup>。

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{Bmatrix} \phi + \begin{Bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \\ -\frac{\partial}{\partial x} \\ 0 \end{Bmatrix} \chi + \begin{Bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \\ -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \end{Bmatrix} \psi \quad (1a), (1b), (1c)$$

これらの式から P, SH, SV 波ポテンシャルに関する以下の 3 つのポアソン方程式を導出することができる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \phi = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \chi = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \psi = -\left(w - \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) \quad (4)$$

このうち式(2)は 3 次元の方程式となっており、これを解くには  $z$  方向の P 波ポテンシャルと鉛直変位に関する偏微分及び地表面での P 波ポテンシャルの境界処理が必要となる。特に、 $z$  方向の偏微分には 3 次元空間上での合成波形の出力が必要となるため、大規模な解析対象領域を必要とする問題については膨大なファイル容量が必要となると共に、方程式を数値的に解くことにも計算タスクを要する。従って、本論では P 波ポテンシャルの導出において、この式を用いず次節で導出する式を用いる。SH 波ポテンシャルについては、式(3)を後述する有限差分近似によって解く。ここで、必要となる境界処理と解の安定性との関係についても後に詳しく述べる。SV 波ポテンシャルについては式(4)より、P 波ポテンシャルの鉛直方向の微分（すなわち、P 波による鉛直変位成分）を右辺へ代入することによって求めることができるが、本論では後述するように、この式を直接用いずに別途求められた P 波と SH 波ポテンシャルから導いた各変位成分を全波動場における変位成分から差し引くことによって、SV 波ポテンシャルによる各変位成分を求める。

### 2.2 自由表面条件下における P 波ポテンシャルの導出

地表面での変位のみから各ポテンシャルを求めるための手順を示す。P 波ポテンシャルに関する波動方程式は以下となる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \phi = \frac{1}{V_p^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (5)$$

ここで、 $V_p$  は対象とする媒質の P 波速度を表す。式(2)の左辺と式(5)の左辺が同じであることから、次式が求まる<sup>19)</sup>。

$$\frac{1}{V_p^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (6)$$

一方、自由表面の条件は次の 3 つの式で表される。

$$\sigma_{zz} = \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (7a)$$

$$\sigma_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \quad (7b)$$

$$\sigma_{zy} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) = 0 \quad (7c)$$

ここで、 $\lambda$  and  $\mu$  は Lamé's constants を表す。式(6)と式(7a)より以下の式が導かれる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 2V_s^2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (8a)$$

ここで、 $V_s$  は対象とする媒質の S 波速度を表す。さらに、上式を  $z$  で偏微分を行い、式(7b)と(7c)を考慮すると次式が導かれる。

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = -2V_s^2 \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) w \quad (8b)$$

結局、地表面変位ベクトル  $(u, v, w)$  の  $z$  方向の偏微分を求める必要がなく、式(8a)からは P 波ポテンシャルが、式(8b)からは P 波による  $z$  方向の変位を求めることができる。なお、以上示してきた式を時間から周波数へフーリエ変換を行うことにより、周波数領域－空間領域におけるポテンシャルも容易に求めることができる。

### 2.3 P, SV, SH 波動場への分離

式(1)より、SV 波ポテンシャルは P 波及び SH 波ポテンシャルとは空間座標に対する次数が異なる。そのため、合成された波動場に占める各ポテンシャルの大きさの比較を直接、行うことができない。そこで、本論では次式に示す P, SH, SV 波ポテンシャルに対する各変位成分を求め、それらを評価対象の量とする。

$$\begin{Bmatrix} u_p \\ v_p \\ w_p \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{Bmatrix} \phi, \quad \begin{Bmatrix} u_{SH} \\ v_{SH} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \\ -\frac{\partial}{\partial x} \end{Bmatrix} \chi \quad (9a, b, c), (10a, b)$$

$$\begin{Bmatrix} u_{SV} \\ v_{SV} \\ w_{SV} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} u - u_p - u_{SH} \\ v - v_p - v_{SH} \\ w - w_p \end{Bmatrix} \quad (11a, b, c)$$

## 3. 断層震源による堆積盆地モデルの模擬波を用いた P, SV, SH 波動場への分離

### 3.1 NF3DALM を用いた模擬波の作成

3 次元全波動場の地表面応答変位は断層震源による散乱波を考慮できる NF3DALM を用いて求めた。この方法は全波動場の変位を求める過程で、各波動ポテンシャルによる変位成分も求めることができるため、それらを用いて前節で述べた手順を用いて分離した成分と比較することにより、手法の妥当性を評価した。なお、得られ

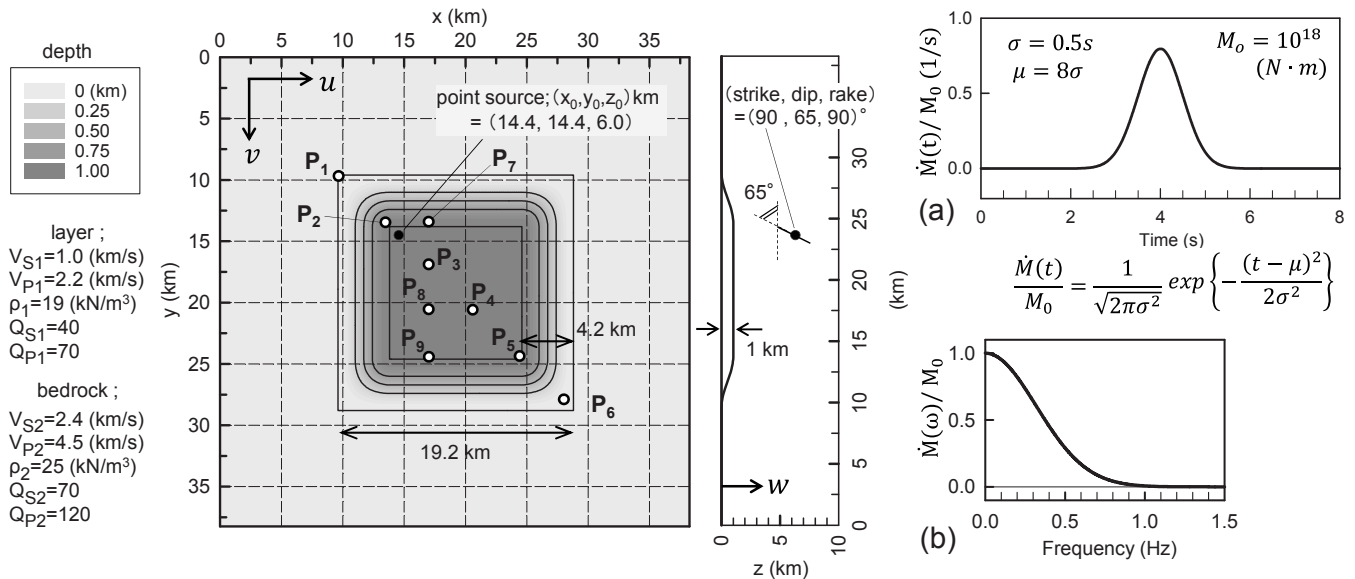


Fig. 1 Three-dimensional sedimentary basin model with dislocation point source. Fig. 2 Moment-rate function (a) and its Fourier spectrum (b). (The white circles represent the output points of the waveforms shown in Fig. 3.)

た波動場の誤差は高周波数域ほど大きくなることが予想されるため、この比較は変位波形ではなく加速度波形 $\{\ddot{u}, \ddot{v}, \ddot{w}\}$ により行った。

地下速度構造モデルは Fig. 1 に示すように、2 層から成る堆積盆地であり、盆地部の平面形は 1 辺 19.2km の正方形とした。盆地端部の基盤面は幅 4.2km の cosine 型のテーパを持つ。堆積層の物性は、S 波速度( $V_s$ )1.0km/s, P 波速度( $V_p$ )2.2km/s, 密度( $\rho$ )19kN/m³, 基盤層の物性は、 $V_s$ を 2.4km/s,  $V_p$ を 4.5km/s,  $\rho$ を 25kN/m³とし、さらに複素  $V_s$ 及び  $V_p$ を導入し、それらの虚部は P 波及び S 波に関する Q 値を用いて設定した<sup>6)</sup> (堆積層;  $Q_s=40$ ,  $Q_p=70$ , 基盤層;  $Q_s=70$ ,  $Q_p=120$ )。

点震源は盆地底 (平坦な境界面) の隅の直下 6km に位置し、震源メカニズム(strike, dip, rake)は(90, 65, 90(deg.))とした。moment rate function は Fig. 2a に示すように、standard deviation( $\sigma$ ) 0.5s をもつ Gaussian function とした。ここで、モーメント  $M_0$  を  $10^{18}$ (Nm)とした。moment rate function のフーリエスペクトル(Fig. 2b)から、応答計算に必要な伝達関数は有効周波数 1.0Hz まで考慮した。伝達関数のサンプリング周波数は 0.0125Hz とした。NF3DALM の波数水平成分の離散化に伴う分解能を決定付ける空間繰り返し周期長さ(wraparound)は x, y 方向共に 38.4km とした。境界面での変位と応力の point matching は 0.15km の空間サンプリング間隔で行った。

地表面加速度波形は Fig. 1 の白抜き丸印で示した堆積層上の矩形領域の対角線上の 6 点と y 軸と平行な地点の 3 点の合計 9 点 (Table 1) について求めた。Fig. 3 の左列は全波動場 $\{\ddot{u}, \ddot{v}, \ddot{w}\}$ を表す。Fig. 3 より、震源近傍で堆積層が殆ど存在しない点 P1 での波形はパルス的である一方、堆積盆地中央部付近の点(P3,P4,P8)では盆地内で増幅した直達実体波と後続波群による大きな振幅を持つ長い継続時間の波形となった。なお Fig. 3 の波形において、隣接する点の大きな振幅の相どうしが重なることをできる限り避けるため、点毎に波形の開始時刻をずらせた。

Table 1 Coordinates of points indicated by white circles in Fig. 1.

Point	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x(km)	9.6	13.2	16.8	20.4	24.0	27.6	16.8	16.8	16.8
y(km)	9.6	13.2	16.8	20.4	24.0	27.6	13.2	20.4	24.0

### 3.2 模擬波の P,SV 及び SH 波動場への分離

式(8a),(8b)を差分近似式に置き直し、前述の全波動場の変位 $\{u, v, w\}$ を格子化した離散点 $\{(i\Delta x, j\Delta y), i, j = 1, 2, \dots\}$ ごとに算出することで、次の P 波による 3 成分の加速度成分を求めた。

$$\begin{aligned}\ddot{u}_{Pij} &= \frac{2V_s^2}{\Delta h^2} \left( u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j} + \frac{v_{i+1,j+1} - v_{i+1,j-1} - v_{i-1,j+1} + v_{i-1,j-1}}{4} \right) \\ \ddot{v}_{Pij} &= \frac{2V_s^2}{\Delta h^2} \left( v_{i,j+1} - 2v_{i,j} + v_{i,j-1} + \frac{u_{i+1,j+1} - u_{i+1,j-1} - u_{i-1,j+1} + u_{i-1,j-1}}{4} \right) \\ \ddot{w}_{Pij} &= \frac{2V_s^2}{\Delta h^2} (4w_{i,j} - w_{i+1,j} - w_{i-1,j} - w_{i,j+1} - w_{i,j-1})\end{aligned}\quad (12a, 12b, 12c)$$

ここで、 $\Delta h = \Delta x = \Delta y$  とした。一方、SH 波ポテンシャルに関する式(3)については、以下の差分方程式に置き直した

$$\begin{aligned}\ddot{\chi}_{ij} &= \frac{1}{4} (\ddot{\chi}_{i+1,j} + \ddot{\chi}_{i-1,j} + \ddot{\chi}_{i,j+1} + \ddot{\chi}_{i,j-1}) \\ &+ \frac{\Delta h}{8} (\ddot{u}_{i,j-1} - \ddot{u}_{i,j+1} - \ddot{v}_{i-1,j} + \ddot{v}_{i+1,j})\end{aligned}\quad (13)$$

SH 波ポテンシャルの解法については、直接法に比べて主記憶容量及び計算量が少なく済む反復法の一つである successive over-relaxation (SOR)法を式(13)に適用した。なお、SOR 法は Jacobi 法や Gauss-Seidel 法に比べて、適切な加速係数 (計算すべき総格子数に依存) を設定することで少ない反復回数で解が収束させることができる。このとき、解くべき領域の境界値 (Fig. 1 に示した平面図の周辺) をゼロと置いても、堆積盆地内及び盆地周辺基盤域における SH 波ポテンシャルは式(13)の右辺第 2 項の効果により、正しい解に収束することが期待できる。SH 波による各加速度成分は次の中央差分近似から求めることができる。また、SV 波による各



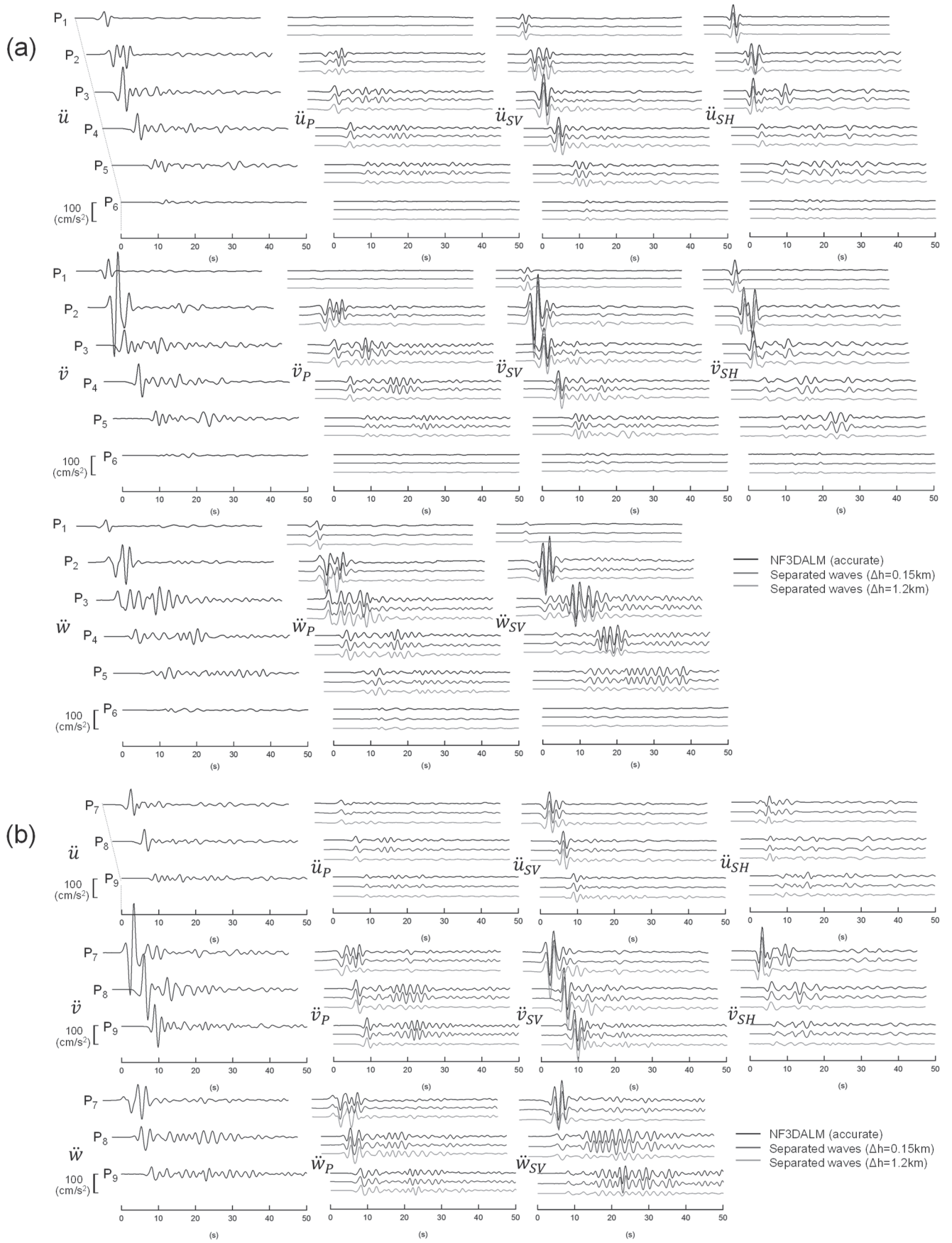


Fig. 3 Three-component waveforms in full wavefield at points P1 to P6 (a) and P7 to P9 (b) (left side) and comparison of the components of P-, SV-, and SH-waves between the NF3DALM (target; upper lines) and the presented procedure for different grid spacing ( $\Delta h$ ; 0.15 km (middle lines) and 1.2 km (lower lines)) used in obtaining the spatial partial derivatives.

成分は、式(11)から求めた。

$$\ddot{u}_{SH\ i,j} = \frac{\ddot{x}_{i,j+1} - \ddot{x}_{i,j-1}}{2\Delta h}, \quad \ddot{v}_{SH\ i,j} = \frac{\ddot{x}_{i-1,j} - \ddot{x}_{i+1,j}}{2\Delta h} \quad (14a, 14b)$$

Fig. 3 の右側 3 列は、前述の 9 地点での全波動場の 3 成分波形(左列)を P, SV 及び SH 波による 8 成分( $\ddot{u}_P, \ddot{v}_P, \ddot{w}_P, \ddot{u}_{SV}, \ddot{v}_{SV}, \ddot{w}_{SV}, \ddot{u}_{SH}, \ddot{v}_{SH}$ )に分離した波形と、NF3DALM による全波動場の計算過程において予め準備しておいた同波形(ターゲット波形)との比較を示した。分離した波形として、格子間隔 $\Delta h$ を先に述べた空間サンプリング間隔(0.15km)と一致させたケースと、粗く(1.2km)したケースの 2 通りを示した。格子間隔が細かなケースの波形は、震源からの直達波群から後続波群に至るまで、全ての波動の種別及び方位成分において、ターゲット波形と良く一致した。一方、格子間隔が粗いケースの波形は後続波部分において、振幅が過小評価となった。なお、格子間隔による分離波形の誤差評価は次節で詳述する。

### 3.3 グリッド間隔による波形の精度

堆積層上(Fig.1 の  $9.6 < x, y < 28.8(\text{km})$ )に位置する全ての格子点(格子間隔 0.15km)について、8 成分に分離した加速度波形のフーリエスペクトルを求め、それらのアンサンブル平均を Fig. 4 に示した。フーリエスペクトルのピーク周波数を概観すると、SV 波(灰色の●印)と SH 波(黒色の●印)の成分間で異なった。これは、盆地底が平坦な部分を水平成層構造モデル(堆積層厚さ 1km)としたときの Rayleigh wave と Love wave の基本モード Airy phase (Fig.5)の周波数の差に対応した。なお、フーリエスペクトルの周波数における累積値は何れの成分においても、0.8Hz では約 95%以上となった。次に、空間微分に用いる格子間隔の違いによる分離波形の誤差を評価するため、各格子点での継続時間 0~50s のターゲット波形と分離された波形間の規準化残差(ターゲット波形と分離波形間の残差平方和を求め、ターゲット波形の絶対値振幅の累積値で規準化)を 8 成分について求めた。さらに、規準化残差の堆積層上の全ての地点に対する平均と標準偏差を求めた。平均と標準偏差は格子間隔が 0.15km と 1.2km 以外に 0.075, 0.3 及び 0.6km とした場合についても求め、Fig. 6 に示した。これは、冒頭(はじめに)で述べたように、既に FDM によって地表面時刻歴データが間引かれた格子間隔で求められている場合や高密度アレイ観測データに本手法を適用することを想定し、格子間隔による精度について考察することを目的としている。なお、残差の平均値は P 波と SV 波(▼と■印)のグループと SH 波(○印)に分けて回帰分析を行った。Fig. 6 に

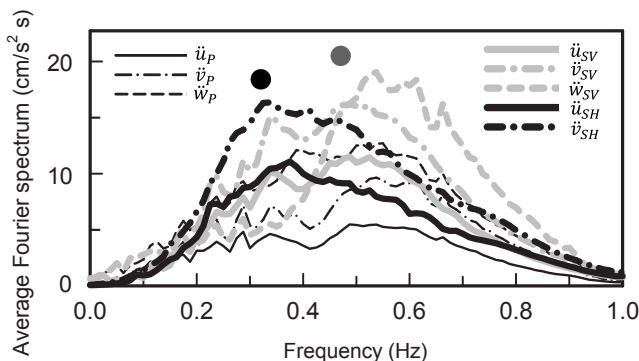


Fig. 4 Fourier spectra averaged for all grid points on the sediment.

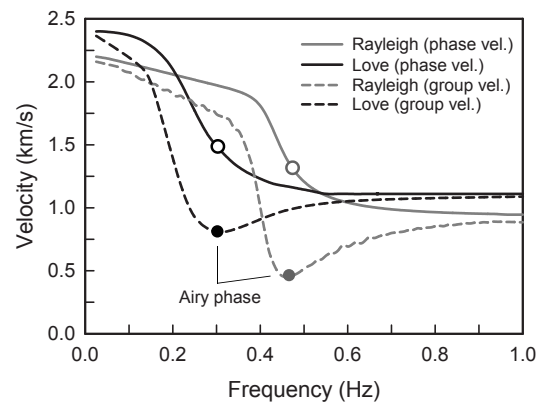


Fig. 5 Dispersion curves of Rayleigh and Love waves

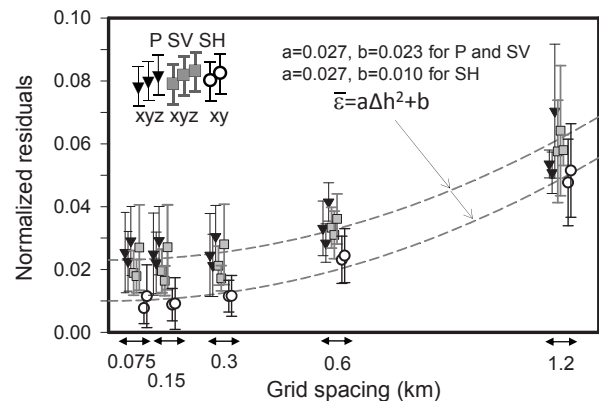


Fig. 6 Normalized residuals of waveforms of the separated P-, SV-, and SH-waves with the five grid spacings.

破線で示した回帰曲線から、残差は格子間隔の二乗に従う結果となった。これは、式(12),(13)に示す差分近似式の打ち切り誤差を表す近似精度の次数に対応した。

前述の堆積層の S 波速度とフーリエスペクトルの累積値が 95%以上となった周波数 0.8Hz から、堆積層を水平方向に伝わる波の最小波長を推定すると、1.25km となった。このことは、Fig. 6 において残差の収束が見られる格子間隔 (0.25~0.3km) の 4, 5 倍となっており、言い換えれば地表面で得られた波形の P, SV 及び SH 波への分離には最小波長内に 4 つないしは 5 つの格子点を設けて、空間微分を行えばよいことを意味している。ただし、Fig. 6 から分かるように、格子間隔が 0.6km 程度以下であれば残差の変動は少ないため、もう少し格子間隔が広くても(最小波長内に 2 つないしは 3 つの格子点)、対象とする地下構造や震源の周波数特性によっては、ある程度の精度が確保できると思われる。

### 4. P, SV, SH 波の伝播とカップリングの様子

全波動場とそれらを P, SV 及び SH 波に分離した波動場の 3 つの時刻 ( $t=6.4\text{s}, 9.1\text{s}, 15.0\text{s}$ ) での地表面加速度のスナップショットを Fig. 7 に示した。 $t=6.4\text{s}$ では、Fig.1 に示した点震源からの放射特性に対応するように、 $\ddot{u}_{sv}$ 成分において震央を示す○印の位置に節が、 $\ddot{v}_{sv}$ 成分において○印のやや(紙面に対して)下側に節が (dip が 60 度なので震央からずれている)、 $\ddot{w}_p$ 成分において上記 $\ddot{v}_{sv}$ 成分での節の位置に振幅のピークが、それぞれ見られた。ただし、盆地端部の傾斜した基盤面形状の影響により、水平成層媒質の場合とは異なり、震央を挟んで左右対称とはならず、歪んでいる。次に  $t=9.1\text{s}$

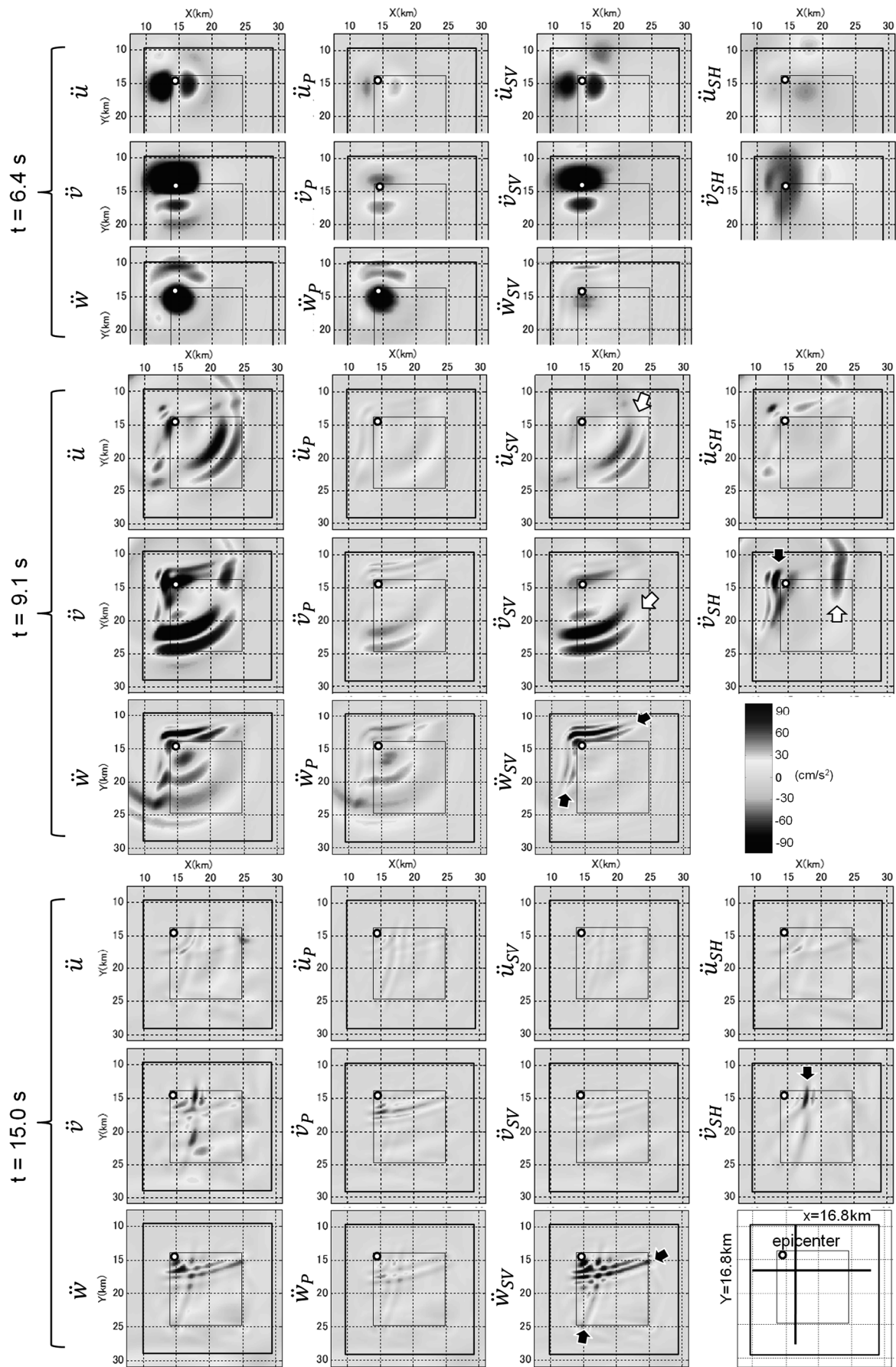


Fig. 7 Time-history snapshots of three-component accelerations at ground surface for full wavefield (left side) and separated P-, SV-, and SH-wavefields at three times:  $t = 6.4$  s,  $9.1$  s, and  $15.0$  s.



では震源から放射されたSV波及びSH波の広がりに対応する相(白抜きの矢印)が見られた。一方、震央付近には盆地エッジに沿うようなSV波とSH波に分離した相も見られた(黒塗りの矢印)。これらは $t=15.0s$ に見られるように、盆地底が平坦な領域内において振幅が大きく、伝播速度も上述の白抜き矢印で示した相に比べて遅い。

Fig. 7右下隅に示すように $X=16.8km$ を通りかつY軸と平行な測線上、及び $Y=16.8km$ を通りX軸と平行な測線上での0.3km間隔でペーストアップした波形をFig. 8(a),(b)に示した。何れの測線の図においても、震央付近からX,Y軸に沿って異なる見かけ(位相)速度で伝播する上述のスナップショットで見られた相に対応した波群が見られた。なお、図中の破線はそれらの水平方向への伝播速度を推察するために示した基盤層のP波及びS波速度と表面波の位相及び群速度の走時を表す。先ずFig.8(a)において、P波初動の相(Pp記号の矢印)とそれに続く相(Sp記号の矢印)が $\ddot{w}_p$ 成分に見られ、

Sp相とほぼ同じ時刻に $\ddot{u}_{sv}$ 成分においても振幅が大きな相(Ss記号の矢印)が見られた。これらの伝播速度を詳しく見ると、Pp相は基盤層P波速度(4.5 km/s; 白色の破線)より若干速く、Ss相とSp相は基盤層S波速度(2.4km/s; 白色の破線)よりやや速く伝わっていることから、前述の震源から放射されたP波、S波及び盆地底の基盤面で生じたSP変換波と考えられる。これらSsとSpの相に対応するものはFig.8(b)の $\ddot{u}_{sv}$ と $\ddot{w}_p$ 成分においても見られた。

次に、スナップショットで見られた伝播速度が遅い波群についても、Fig.8を用いて考察した。Fig.8(a)において、地点による相の崩れが少なく目視で位相速度が推察できそうな $\ddot{u}_p$ ,  $\ddot{u}_{sv}$ ,  $\ddot{w}_p$ 成分の破線の矢印で示した相に着目すると、黒色の破線の走時とほぼ同じ伝播速度となる。これはFig.5に示した基本モードRayleigh waveのAiry phaseでの位相速度(約1.3km/s)に対応した。また、 $\ddot{w}_{sv}$ では地点間で対応する相の識別が困難なため、波群の伝播速度に着目

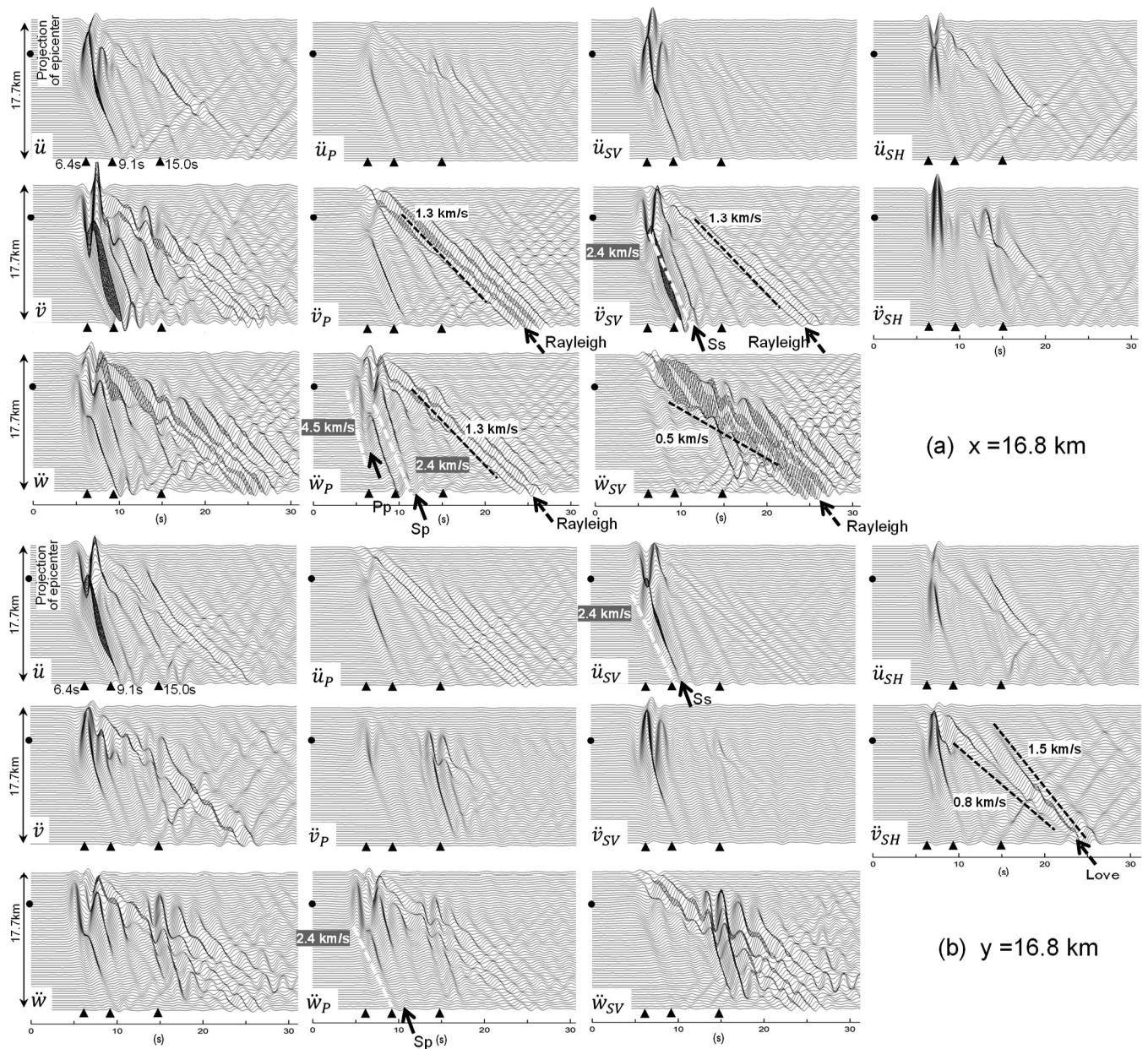


Fig. 8 Three-component waveform trace of full wavefield (left side) and their separated P-, SV-, and SH-wavefields passing through traverse lines at  $x=16.8 km$  (a) and  $y=16.8 km$  (b) (lines shown in a lower right figure in Fig. 7), paste-up at 0.3 km intervals.



すると、前述の Airy phase の群速度 (約 0.5km/s) の走時に対応した。一方、基本モード Love wave の Airy phase の位相速度 (約 1.5km/s) や群速度 (約 0.8km/s) についても、Fig.8(b)の $v_{SH}$ に示したように波群や相の伝播速度に大凡、対応した。なお、Fig.8の各図において、上述の波群や相とは逆の方向へ伝播する相が幾つか見られた。これらは震央のある位置とは反対側の盆地端部で反射した表面波や前述の波動場の wraparound 効果による影響が考えられる。以上の概観的な波動場の識別から分かるように、盆地内において様々な波動成分が干渉した全波動場を P, SV 及び SH 波に分離することにより、震源による各波動成分の放射特性の把握や盆地エッジで生成された各種表面波の成長及び伝播特性をより詳しく検討することが可能となった。

## 5. まとめ

3次元全波動場における地表面地震動から、空間領域において P, SV 及び SH 波の各波動成分に分離する手順を示した。これを断層震源による3次元堆積盆地モデルの模擬地震動へ適用し、震源付近の各波動成分による実体波の放射特性、堆積層内を伝わる Rayleigh wave と Love wave の分離、さらに Rayleigh 波を構成する P 波と SV 波の構成割合などを定量的に評価することが可能となった。さらに、空間に関する微分を差分近似化したことによる分離精度の検証を行うため、NF3DALM を用いて求めた各ポテンシャルによる3方向成分加速度波形との比較を行った。その結果、差分近似化に伴う格子間隔は、堆積層を水平に伝わる波の最小波長に対して、1/4程度以下にすれば十分な精度が確保できた。

## 参考文献

- GRAVES, R.W.: Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol.86, pp.1091–1106, 1996.
- BARD, P. -Y. and BOUCHON, M.: The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident P and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol.70, pp.1921–1941, 1980.
- SÁNCHEZ-SESMA, F. J., BRAVO, M. A. and HERRERA, L.: Surface motion of topographical irregularities for incident P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol.75, pp.263–269, 1985.
- KAWASE, H.: Time-domain response of a semi-circular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol.78, pp.1415–1437, 1988.
- SÁNCHEZ-SESMA, F. J., PÉREZ-ROCHA, L. E. and CHÁVEZ-PÉREZ, S.: Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities. Part II, *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol.79, pp.101–112, 1989.
- HORIKE, M., UEBAYASHI, H. and TAKEUCHI, Y.: Seismic response in three-dimensional sedimentary basin due to plane S-wave incidence, *J. Phys. Earth*, vol.38, pp.261–284, 1990.
- OHORI, M., KOKETSU, K. and MINAMI, T.: Seismic Responses of Three-Dimensionally Sediment-Filled Valleys due to Incident Plane Waves, *J. Phys. Earth*, vol.40, pp.209–222, 1992.
- TAKENAKA, H., KENNETT, B. L. N., and FUJIWARA H.: Effect of 2-D topography on the 3-D seismic wavefield using a 2.5-D discrete wavenumber-boundary integral equation method, *Geophys. J. Int.*, vol.124, pp.741–755, 1996.
- CAO, S. and GREENHALGH, S.: Finite-difference simulation of P-SV-wave propagation: a displacement-potential approach, *Geophys. J. Int.*, vol.109, pp.525–535, 1992.
- DANKBAAR, J. W. M.: Separation of P- and S-waves, *Geophys. Prosp.*, vol.33, pp.970–986, 1985.
- SUN, R., MCMECHAN, G. A., HSIAO, H. H. and CHOW, J.: Separating P- and S-waves in prestack 3D elastic seismograms using divergence and curl, *Geophysics*, vol.69, pp.286–297, 2004.
- ZHANG, Q. and MCMECHAN, G. A.: 2D and 3D elastic wavefield vector decomposition in the wavenumber domain for VTI media, *Geophysics*, vol.75, D13–D26, 2010.
- OKANO, Y., MIKADA, H., ONISHI, K., and GOTO, T.: Plane-wave decomposition into P and S waves using dispersion relationship for three component and three dimensional reflection seismic data, *BUTSURI-TANSA (Geophys. Exploration)*, vol.64, pp.139–152, 2011.
- ROBERTSSON, J. O. A., MANEN, D. J., SCHMELZBACH, C., RENTERGHEM, C. V., and AMUNDSEN, L.: Finite-difference modelling of wavefield constituents, *Geophys. J. Int.*, vol.124, pp.741–755, 2015.
- LI, Z., MA, X., FU, C., GU, B. and LIANG, G.: Frequency-wavenumber implementation for P- and S-wave separation from multi-component seismic data, *Exploration Geophys.*, vol.47, pp.32–43, 2016.
- UEBAYASHI, H., HORIKE, M. and TAKEUCHI, Y.: Seismic motion in a three-dimensional arbitrarily-shaped sedimentary basin, due to a rectangular dislocation source, *J. Phys. Earth*, vol.40, pp.223–240, 1992.
- AKI, K. and LARNER K. L.: Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, vol.75, pp.933–954, 1970.
- AKI, K. and RICHARDS, P. G.: *Quantitative Seismology: Theory and Methods. Volume I*, W. H. Freeman & Co., pp.215–216, 1980.
- ROBERTSSON, J. O. A., and CURTIS, A.: Wavefield separation using densely deployed three-component single-sensor groups in land surface-seismic recordings, *Geophysics*, vol.67, pp.1624–1633, 2002.

DECOMPOSITION OF SURFACE SEISMOGRAMS IN THE COMPLEX  
FULL-WAVEFIELD INTO P-, SV- AND SH-WAVES

Evaluation of the method in time-space domain based on numerical experiment

*Hirotoishi UEBAYASHI*<sup>\*1</sup><sup>\*1</sup> Assoc. Prof., Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto Univ., Dr.Eng.

In recent years, synthesis of strong ground-motion waveforms has increasingly been performed by finite-difference methods (FDM) in strong ground-motion prediction using models of subsurface velocity structures with irregular sediment-bedrock interfaces and incident waves from complex source processes. It is known that the seismic motions in the simulations of these complex subsurface velocity structure models exhibit remarkable temporal and spatial variations due to interference between waves (including transforms between P- and S-waves and between body and surface waves) dispersed by irregular sediment-bedrock interfaces. The characteristics of these variations can be investigated in more detail if these complex wavefields can be separated into P- and S-waves and the S-waves can further be separated into SV- and SH-waves.

In this article, in the spatial domain, we have presented a procedure for the separation of waves in an irregular subsurface structure model into P-, SH-, and SV-waves based on the ground surface displacement (or velocity or acceleration) induced by the seismic motion (or velocity or acceleration) synthesized by FDM or other method or taken from high-density array earthquake observation recordings, and applied the procedure to the synthetic seismic motion response induced by a dislocation point source in a three-dimensional sedimentary-basin model (Figs. 1 and 2) to derive the acceleration waveforms corresponding to the P-, SH-, and SV-wave potentials. This enabled clear identification of the radiation characteristics of the body waves by the potentials corresponding to the point source mechanism, together with clear identification of a wave group (Rayleigh waves) formed by coupling of P- and SV-waves, and a wave group (Love waves) solely of SH-waves travelling horizontally in the sedimentary layer (Figs. 7 and 8).

As given in Chapter 2, we have in particular presented a procedure for considering the expression (Eqs. 1(a)-(c)) of relations between the three-component displacements  $\{u, v, w\}$  and the P-, SV-, and SH-wave potentials  $\{\phi, \chi, \psi\}$  while assuming stress-free conditions (Eqs. 7(a)-(c)) at the ground surface, and thereby deriving their potentials in the spatial domain solely from the displacement vectors of the full wavefield at the ground surface. Using this procedure, we derived the P-wave potential (Eq. 8a) and the vertical displacement component (Eq. 8b) induced by this potential without performing partial differentiation of the ground surface displacement vectors in the vertical direction, and next derived the SH-wave potential as the solution of the two-dimensional Poisson equation (Eq. 3) at the ground surface. The three-component displacement induced by the SV-wave potential were obtained by subtracting the previously obtained components of displacement induced by the P-wave potential and the SH-wave potential from the three-component displacement induced by the given full wavefield (Eqs. 11(a)-(c)). To investigate the separation accuracy of the finite-difference approximation (Eqs. 12, 13 and 14) of the partial derivatives with respect to space, we compared the results with the three-directional acceleration waveforms induced by the potentials obtained by the near-field three-dimensional Aki and Larner method (NF3DALM)<sup>ref. 16)</sup> (Fig. 3). The results showed that good accuracy is obtained by the finite-difference approximation with a grid spacing that is approximately one-fourth or less the shortest wavelength of waves travelling horizontally in the sedimentary layer (Fig. 6).

(2018年9月18日原稿受理, 2018年12月28日採用決定)